B E I T R Ä G E Z U R P H Y S I K

D E R K O M E T E N

Inauguraldissertation zur Erlangung
der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität des Saarlandes

vorgelegt von
Leo Haser
Diplomphysiker
aus Grossrosseln/Saar

Saarbrücken 1957

B E I T R Ä G E Z U R P H Y S I K

D E R K O M E T E N

Inauguraldissertation zur Erlangung
der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität des Saarlandes

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

vorgelegt von
Leo Haser
Diplomphysiker
aus Grossrosseln/Saar

Saarbrücken 1957

Inhaltsverzeichnis.

Seite

Zusammenfassung; 2

Einführung, ... 3

Das Spektrum eines Kometen,. 10

Der Kern eines Kometen, ... 18

Klassifizierung der Kometenspektren, ... 25

Instrumentelle Fehlerquellen der
Kometenspektroskopie, ... 34

Die Form eines Kometen:
Radiale Dichteverteilung, ... 42
Beobachtbare Intensitätsverteilung, . . 45
Monochromatische Gesamthelligkeit,. . . 48
Verteilung der Dissoziationsprodukte, . 49
Räumlich veränderliche Molekülproduktion,53
Form des Kometenschweifes, ... 62

Chemische Reaktionen in Kometen, ... 68

Untersuchungen an der Azetylen-Sauerstoff-
flamme, ... 74

Bibliographie, ... 79

Zusammenfassung.

Die physikalischen Bedingungen in einem Kometenkopf werden durch eine Interpretation seines Spektrums dargelegt. Das erlaubt es, verschiedene Kometenmodelle als unvereinbar mit der Beobachtung zurückzuweisen und weitere Argumente für das von F.Whipple gegebene Eis-Konglomerat-Modell zu geben.

Die Fehlerquellen der Kometenspektroskopie werden diskutiert und eine Methode zu deren Korrektion entwickelt. Ausgehend von dem Whipple'schen Kometenmodell werden die radiale Dichteverteilung und die Intensitätsverteilung im Kopf eines Kometen berechnet und darauf eine neue Theorie der Kometenformen für Kopf und Schweif entwickelt.

Das Whipple'sche Modell wird ergänzt durch die Annahme chemischer Reaktionen an der Oberfläche des Kometenkernes,die durch im Kern enthaltene Radikale eingeleitet werden,(Flammenhypothese).

Durch Untersuchungen an der Azetylen-Sauerstoff-Flamme konnten einige bisher nicht identifizierte Kometenemissionen im Laboratorium reproduziert werden,eine Identifizierung ist jedoch nicht gelungen.

Historische Bemerkungen.

Das Erscheinen eines Kometen hat den Menschen zu alle Zeit stark interessiert, doch dieses Interesse galt weniger dem Kometen und seiner Erforschung, als seinen günstigen oder unheilvollen Einwirkungen auf das menschliche Schicksal. Bevor die Astronomie eine fundierte Erklärung des Phänomens gegeben hatte, wurden Form, Farbe und Bewegung eines Kometen als Voraussagen für Pest, Hunger und Krieg gedeutet. Dieser allgemeinen Erregung beim Erscheinen eines Kometen verdanken wir viele wertvolle Berichte, so ist es zum Beispiel möglich, die Erscheinungen des periodischen Kometen Halley durch die Geschichte zurückzuverfolgen bis etwa 300 Jahre vor Christus. Durch den Astronomen Halley konnte mit Hilfe der Kepler'schen Gesetze die Bahn eben dieses Kometen bestimmt und damit eine genaue Voraussage für sein Wiedererscheinen gegeben werden. Damit wurde aus der alten Vorstellung einer Verbrennungserscheinung in der Luft ein Himmelskörper, der sich wie Erde und Planeten auf einem Kegelschnitt bewegt, in dessen einem Brenn-

punkt die Sonne steht.

Im Verlaufe des 19. Jahrhunderts wurde umfangreiches Material erarbeitet, das es erlaubt, die Rolle der Kometen im Sonnensystem genauer festzulegen.

Für periodische Kometen ist die Exzentrizität der Bahnen viel grösser als die der Planetenbahnen, und viele Kometen, darunter die hellsten, bewegen sich auf parabolischen und leicht hyperbolischen Bahnen. Sie können also bis in den interstellaren Raum vordringen.

Durch visuelle und später durch photographische Beobachtungen wurde die grosse Manigfaltigkeit der möglichen Kometenformen und deren Entwicklung erkannt. Mit modernen lichtstarken Fernrohren konnte eine grosse Zahl schwach leuchtender Kometen erfasst und die Beobachtungen auf grössere Sonnendistanz ausgedehnt werden. Heute sind in jedem Jahr etwa sieben Kometen beobachtbar, aber ein mit dem blossen Auge sichtbarer Komet ist eine grosse Seltenheit. Nur zu Beginn unseres Jahrhunderts war eine zufällige Anhäufung heller Kometen zu verzeichnen.

Mit der Spektroskopie wurde dem Astronomen ein neues Werkzeug gegeben, das mit Hilfe der Atom- und Molekülphysik einen Einblick in den physikalischen Aufbau eines Kometen gestattet.

Die in einem Kometenspektrum enthaltene Information ist jedoch sehr beschränkt,und unsere Kenntnisse über die physikalische Srtuktur eines Kometen bleiben lückenhaft. Das liegt zum Teil daran, dass Sonne und Sterne täglich zu beobachten sind, die Erscheinung eines Kometen sich aber nicht langfristig vorausbestimmen lässt, also auch keine gründlich geplante Beobachtung möglich ist. Andererseits ist die Mehrzahl der Kometen so lichtschwach, dass eine spektroskopische Beobachtung nur den grösseren Instrumenten vorbehalten ist (Spiegeldurchmesser über 1oo cm). Oft sind auch die Beobachter nicht geneigt,eine andere sorgfältig vorgeplante Untersuchung zu unterbrechen wegen eines Kometen.

Die Kometenbahnen.

Die Kepler'schen Gesetze erlauben 4 verschiedene Bahntypen: Kreis, Ellipse, Parabel, Hyperbel. Eine solche Bahn kann durch 6 unabhängige Parameter festgelegt werden: 3 Winkel, die die Bahnebene bestimmen, 2 Parameter, die die Form des Kegelschnittes festlegen und die Zeit, zu der der Komet an einer bestimmten Stelle der Bahn zu finden ist.

Die üblichen Bestimmungstücke einer Bahn sind:

T = Zeit des Periheldurchgangs.

ω Winkel zwischen aufsteigendem Knoten und Perihel entlang der Bahn gemessen.

Ω Heliozentrische Länge des aufsteigenden Knotens.

i = Neigung der Bahnebene gegen die Ekliptik.

q = Abstand des Perihels von der Sonne.

e = Exzentrizität der Bahn.

Für periodische Kometen gibt man zusätzlich noch:

a = Grosse Halbachse.

P = Periode.

Eine Kreisbahn wurde bis jetzt nicht beobachtet, sie wäre auch nicht beständig unter dem störenden Einfluss der Planeten. Die elliptischen Bahnen haben eine geringe Neigung gegen die Ekliptik, und zwar ist die Neigung um so kleiner, je kleiner die grosse Halbachse der Bahn ist.

Die Parabelbahnen sind recht häufig, zeigen aber keinerlei Bevorzugung einer bestimmten Achsenrichtung noch einer bestimmten Bahnneigung.

Hyperbelbahnen sind selten, und die Excentrizität ist nur wenig grösser als 1.

Alle bisher berechneten Bahnen sind von F. Baldet und G. de Obaldia (+) zusammengestellt.

(+) Siehe Bibliographie am Ende der Arbeit.

Die Form der Kometen.

Allgemein unterscheidet man drei verschiedene Teile eines Kometen:

1) die zentrale Verdichtung,
2) den Kopf,
3) den Schweif.

Form und Helligkeit dieser Teile ist von Komet zu Komet verschieden und ausserdem eine Funktion der Sonnendistanz.

Die Entwicklung eines Kometen sei als Funktion der Entfernung r (in astronomischen Einheiten) von der Sonne kurz beschrieben:

$r > 5$ A.E. Der Komet ist von einem Stern nicht zu unterscheiden, nur seine tägliche Verschiebung gegen die Fixsterne zeigt, dass er zum Sonnensystem gehört.

$r \approx 3$ A.E. Um das sternförmige Zentrum bildet sich ein kreisförmiger oder ovaler Nebel, der Kopf des Kometen. Einige Kometen bilden den Kopf erst bei kleinerem Sonnenabstand, andere bestehen nur aus einem diffusen Nebel ohne sternförmiges Zentrum.

$r \approx 1{,}5$ A.E. Kopf und zentrale Verdichtung gewinnen an Helligkeit, der Kopf hat hier seine

grösste Ausdehnung (Grössenordnung 1oo ooo km).

r ≈ 1 A.E. Hier beginnt normalerweise die Schweifentwicklung. Zentrale Verdichtung, Kopf und Schweif sind den verschiedensten Veränderungen unterworfen (Form, Struktur, Helligkeit). Der Schweif hat annähernd die Richtung des Radiusvektors,er wird also vor dem Perihel von dem Kometen nachgeschleppt, nach dem Periheldurchgang eilt der Schweif dem Kometen voraus.Einige Kometen haben den Schweif senkrecht zum Radiusvektor oder gar gegen die Sonne gerichtet. Im Kopf entwickeln sich Strahlen und konzentrische Ringe um die zentrale Verdichtung, der Schweif zeigt Kondensationen und unregelmässige oder spiralige Struktur.

Die Entwicklung nach dem Periheldurchgang ist die gleiche in umgekehrter Reihenfolge, natürlich mit den genannten Unregelmässigkeiten. Ein Komet ist also nicht durch einige dieser Eigenschaften charakterisiert, sondern durch die Möglichkeit,alle[1] genannten Phänomene zu zeigen. Die Durchsicht des Beobachtungsmaterials führt zu dem Schluss,dass jeder Komet seine Individualität besitzt und es nicht möglich ist,aufgrund

visueller oder photographischer Beobachtungen Gruppen gleichartiger Kometen zu bilden.

Das Fehlen einer brauchbaren Klassifizier ung lässt jede Kometenbeobachtung als eine isolierte Information erscheinen. Es war deshalb von grosser Bedeutung, dass dem Institut für Astrophysik der Universität Lüttich durch das AIR RESEARCH AND DEVELOPMENT COMMAND, UNITED STATES AIR FORCE die Möglichkeit gegeben wurde, fast alle existierenden Kometenspektren zu vereinigen und in einem Atlas zusammenzustellen (P.Swings, L.Haser). Dieser Atlas und das zu seiner Herausgabe gesammelte Material bilden die Grundlage zu dieser Arbeit.

Es standen zur Verfügung 157 Spektren aufgenommen mit Spaltspektrographen und 169 Spektren aufgenommen mit spaltlosen Spektrographen unter Benutzung der verschiedensten Fernrohre, Spektrographen und photographischen Platten. Keines der Spektren besitzt eine spektrophotometrische Eichung. Die Qualität der Spektren ist sehr unterschiedlich.

Das Spektrum eines Kometen

Beobachtungsmethoden.

Prinzipiell benötigt man drei Bauelemente zur spektroskopischen Beobachtung der Kometen:

1) Ein Instrument, das das Licht des Kometen sammelt,
2) Ein Instrument, das dieses Licht spektral zerlegt,
3) Eine Registriervorrichtung.

Zu 1) verfügt man über:

a) Linsenfernrohre,
b) Spiegelteleskope,
c) Schmidtteleskope.

Zu 2) hat man:

a) Glasspektrographen,
b) Quarzspektrographen,
c) Gitterspektrographen,
d) monochromatische Filter.

Zu 3) benutzt man:

a) Photoplatte,
b) Photozellen und Photoelektronenvervielfacher
c) Fernsehkameras;

Je ein Mitglied dieser 3 Gruppen kann kombiniert werden unter der Einschränkung, dass für Gruppe 1)

und 2) nur Instrumente mit grossem Öffnungsverhältnis benutzt werden. Im Gegensatz zu den punktförmigen Sternen ist ein Komet ein flächenhaftes Objekt von geringer Flächenhelligkeit. Der Wert eines Instumentes wird also nicht durch den Durchmasser der Objektivlinse oder des Spiegels, sondern durch das Verhältnis Brennweite zu Durchmesser bestimmt. Es sind Instrumente mit relativer Öffnung 1 : 4 bis 1 : 7 im Gebrauch.

Bei den Spektrographen war es möglich, mit Hilfe der Schmidtkamera bis zu einem Verhältnis 1 : o,65 zu kommen.

Allgemein wurde bis jetzt die Photoplatte als Registriereinrichtung benutzt. Nur in jüngster Zeit wurden Photoelektronenvervielfacher in Verbindung mit Interferenzfiltern zur Bestimmung der monochromatischen Intensitätsverteilung im Kopf eines Kometen benutzt (M.Schmidt, H. van Woerden). Die Verwendung der Fernsehkamera ist noch im Versuchstadium .

Das Prismenobjektiv hat sich besonders bei der Beobachtung sehr lichtschwacher Kometen bewährt. Das Prisma wird ohne Spalt und Kollimator vor das Objektiv des Fernrohres gesetzt.

Mit dieser Montage erhält man in der Brennebene des Objektivs eine Reihe monochromatischer Bilder des ganzen Kometen den Schweif einbegriffen. Das Auflösungsvermögen ist aber eine Funktion der Ausdehnung des Kometen in Richtung der Dispersion, ist also abhängig von der Struktur des betreffenden Kometen.

Mit Glasoptik kann der Wellenlängenbereich von 3700 Å bis 9 000 Å beobachtet werden. Die kurzwellige Grenze ist durch die Absorption im Glas bestimmt, die langwellige durch die mangelnde Empfindlichkeit der photographischen Platten. Mit Quarz- beziehungsweise Spiegeloptik kann man bis 3000 Å vordringen, wo das Ozon der Erdatmosphäre zu absorbieren beginnt.

Struktur eines Kometenspektrums.

Ein Komet hat als einziges Ojekt innerhalb des Sonnensystems ein Emissionspektrum; die Sonne hat ein Absorptionspektrum und die Planeten reflektieren das Sonnenlicht. Dazu sei erwähnt, dass auch die Chromosphäre und die Sonnenkorona sowie die oberen Schichten der Erdatmosphäre schwache Emissionen haben.

Die oben gegebene Aufteilung eines Kometen in zentrale Verdichtung, Kopf und Schweif, die auf visueller Beobachtung basiert, erhält eine sichere Basis durch das Spektrum dieser Teile.

Die zentrale Verdichtung hat ein kontinuierliches Spektrum, das sich bei grösserer Auflösung als das Sonnenspektrum erweist.

Der Kopf des Kometen emittiert Bandensysteme neutraler Moleküle.

Der Schweif emittiert Bandensysteme ionisierter Moleküle.

Das Kontinuum der zentralen Verdichtung zeigt, dass in diesem Bereich des Kometen die Dichte gross genug ist, das Sonnenlicht zu streuen oder diffus zu reflektieren.

Die im Kometenkopf bisher identifizierten Moleküle sind:

OH, NH, CN, CH, C_3, C_2, NH_2.

Alle beobachteten Bandensysteme dieser Moleküle haben als unteren Zustand den Grundzustand des betreffenden Moleküls, Übergänge zwischen zwei angeregten Zuständen werden nicht gefunden. Die folgende Tabelle gibt die spektroskopische Bezeichnung der Bandensysteme;

eine vollständige Liste der Emissionen eines Kometenkopfes ist in dem "Atlas of Representative Cometary Spectra"; P.Swings, L.Haser 1956 - nun kurz als Atlas bezeichnet - enthalten, in der gleichen Liste sind alle gesicherte Identifizierungen gegeben.

Molekül	Bandensystem	Stärkste Bande	
OH	$A^2\Sigma - X^2\Pi$	(o - o)	3090 Å
NH	$A^3\Pi - X^3\Sigma$	(o - o)	3360 Å
CN	$B^2\Sigma - X^2\Sigma$	(o - o)	3883 Å
CH	$A^2\Delta - X^2\Pi$	(o - o)	3890 Å
	$B^2\Sigma - X^2\Pi$	(o - o)	4313 Å
C_3	nicht analysiert		4050 Å
C_2	$A^3\Pi - X^3\Pi$	(o -o)	5165 Å
		(1 - o)	4735 Å
NH_2	nicht analysiert		6300 Å

Alle in einem Kometenkopf gefundene Moleküle sind Radikale, Bruchstücke von stabilen Molekülen, die chemisch sehr reaktiv sind. Bei Abwesenheit von Stössen mit anderen Molekülen sind sie aber unbegrenzt haltbar, da ihre potentielle Energie als Funktion des Kernabstandes ein Minimum hat.

Daraus folgt, dass im Kopf eines Kometen die

Dichte sehr gering ist und Stösse zwischen Molekülen zu vernachlässigen sind. Eine thermodynamische Temperatur ist also nicht definiert, das Spektrum eines Moleküls im Kometen hat also eine andere Struktur als das Spektrum des gleichen Moleküls im Laboratorium, wo immer angenähert thermodynamisches Gleichgewicht herrscht.

Das wird durch die Beobachtung bestätigt. Alle aus zwei verschiedenen Atomen gebildete Moleküle (OH, NH, CN, CH) zeigen nur Bruchteile ihres Bandensystems; die Vibrationsquantenzahlen sind auf v=o und v = 1 beschränkt, die Rotationsquantenzahlen auf $J < 6$, bei CN auf $J < 27$.

Moleküle aus gleichen Atomen (C_2, C_3) haben das gleiche Spektrum im Kometen und im Laboratorium, $v < 6$, $J < 100$. CN nimmt eine Zwischenstellung ein, da die Atomgewichte von C (12) und N (14) sich nur wenig unterscheiden.

Da die Rotationsstruktur der CN - Banden mehrere Intensitätsmaxima zeigt, lässt sich deren Profil nicht durch eine einzige Temperatur erklären (siehe Atlas S. 16), das Hauptmaximum entspräche einer Temperatur von 50° K.

Die Rotationstruktur der C_2- Banden entspricht einer Temperatur von 3000° K; die Struktur des Spektrums zeigt alo ebenfalls,dass die Definition einer Temperatur im Kometenkopf keinen Sinn hat.

Diese Erscheinungen können alle durch eine einzige Annahme (P.Swings 1941) erklärt werden: Das Sonnenlicht regt die Moleküle im Kometenkopf zur Fluoreszenz an.Daraus folgt nämlich:

1) Es werden nur Resonanzsysteme angeregt.
2) Bei Molekülen aus zwei verschiedenen Atomen sind nur die untersten Rotations- und Schwin - gungsniveaus besetzt, zwischen zwei Fluoreszenzvorgängen geben diese Moleküle ihre Rotations-und Schwingungsenergie durch Aussenden eines infraroten Lichtquantums ab.
3) Moleküle mit gleichen Atomen behalten die einmal erhaltene Rotations- und Schwingungsenergie im Grundzustand bei,da die infraroten Übergänge verboten sind.
4) Die Intensität einer Spektrallinie ist proportional der Intensität des Sonnenlichtes bei der Wellenlänge, die zur Besetzung des oberen Zustandes des betreffenden Übergangs führt. Durch Dopplereffekt wird diese Wellen-

verändert, und die Struktur des Spektrums ist verschieden vor und nach dem Perihel-durchgang des Kometen. Die Absorptionslinien im Sonnenspektrum bedingen die komplexe Struktur der Kometenbanden.

A. McKellar und J.C. Climenhaga 1952 und J.Hunaerts 1952, 1954, 1956 haben die Hypothese durchgerechnet und gezeigt, dass der Fluoreszenzmechanismus das Spektrum aller zweiatomigen Moleküle bis in alle Einzelheiten erklärt.

Dieses Ergebnis hat wichtige Folgen:

1) Die Moleküle im Kometenkopf werden nicht durch die Korpuskularstrahlung der Sonne (Protonen) angeregt.
2) Da der Fluoreszenzmechanismus nur von der Sonnenstrahlung und den Eigenschaften des Moleküls abhängt, ist es nicht möglich durch Spektralanalyse etwas über den Bildungsmechanismus der Moleküle zu erfahren.

Das Spektrum des Kometenschweifes.

Das Spektrum des Schweifes besteht aus Emissionen ionisierter Moleküle.
Bis jetzt wurden in einem Kometenschweif folgende Moleküle identifiziert

CO^+	$A^2\pi - X^2\Sigma$	4001,5 Å
N_2^+	$A^2\Sigma - X^2\Sigma$	3913,7 Å
CO_2^+	$^2\pi - {}^2\Pi$	3509,1 Å
CH^+	$^1\Pi - {}^1\Pi$	3963,5 Å
OH^+	$A^3\pi - X^3\Sigma$	3565 Å
CO^+	$B^2\Sigma - A^2\pi$	3951,3 Å

Eine vollständige Wellenlängenliste ist im Atlas gegeben. Die Ionen CO^+, N_2^+ und CO_2^+ haben die gleiche Verteilung im Schweif, CH^+ und OH^+ haben nur schwache Emissionen und sind auf den kernnahen Tel des Schweifes beschränkt.

Der Kern eines Kometen.

Bisher habe ich vermieden, von dem Kern eines Kometen zu sprechen, da in der Literatur eine grosse Verwirrung darüber herrscht, was unter einem Kern zu verstehen sei. Das liegt daran, dass der Kern nicht beobachtbar ist.

Bisher wurden drei grundsätzlich verschiedene Kometenmodelle vorgeschlagen, und je nach dem benutzten Modell ist die Bedeutung des Wortes Kern verschieden.

1) Nach R.A.Lyttleton 1953 ist der Kometenkopf eine aus interstellarem Staub gebildete Wolke.
2) Nach N. Richter 1954 besteht ein Komet aus einer grossen Zahl meteoritischer Blöcke, die sich auf komplizierten Bahnen um den Schwerpunkt des Systems bewegen.
3) Nach F. Whipple 1950 hat ein Komet einen festen Zentralkörper, bestehend aus festem Methan, Ammoniak, Zyan, Eis und darin eingeschlossene Staubteilchen. Bei Annäherung an die Sonne verdampfen diese Substanzen, und durch Photodissoziation werden die im Kometenkopf gefundenen Radikale gebildet.

Ohne diese Modelle eingehend diskutieren zu wollen will ich einige Beobachtungen anführen, die offenbar im Widerspruch zu den Modellen 1) und 2) stehen.

Der Komet 1882 II kam bei seinem Periheldurchgang der Sonne so nahe ($q = 0{,}007751$ A.E.), dass er die Sonnenkorona durchquerte. Unter diesen Bedingungen verdampfen alle nicht zu grosse Körper gleich welcher Zusammensetzung (O.Struve 1956), und ein Komet nach Modell 1) hätte sich vollkommen aufgelöst. Komet 1882 II jedoch setzte seine Bahn fort, teilte sich aber in 5 Kometen auf, die die gleiche Bahn verfolgten und sich langsam voneinander entfernten.

Das Verhalten eines Kometen nach Modell 2) kann mit einer von Euler gegebenen Formel einfach beschrieben werden.

Die Gleichung lautet (J.Bauschinger 1928, S.193):

$$6\,k\,(t' - t) = (r' + r + s)^{\frac{3}{2}} - (r' + r - s)^{\frac{3}{2}}$$

Dabei ist: r' der Radiusvektor zur Zeit t',

r " " " " t ,

s die Sehne zwischen den Endpunkten von r und r' ,

k die Gauss'sche Konstante .

Der Körper bewegt sich auf einer Parabel.

Ich betrachte nun zwei Körper, die sich im Abstand s voneinander auf der gleichen Parabel bewegen und zwar in grossem Abstand von der Sonne. s sei vernachlässigbar klein gegen r und r', um Zahlen zu nennen s = 1ooo km, r = 15o $1o^9$ km = 1ooo A.E. Für eine Parabel ist in diesem Falle der Winkel zwischen r und r' sehr klein, und ich kann setzen:

$$r + s = r'$$

Der Körper in r' kommt um t - t' später in r an, also kommt er auch um die gleiche Zeit später im Perihel an als der andere Körper.

Es folgt:

$$2r + s = r' + r$$

$$2r + 2s = r' + r + s$$

$$2r = r' + r - s$$

Damit wird die Euler'sche Formel:

$$6\,k\,(t' - t) = (2r + 2s)^{\frac{3}{2}} - (2r)^{\frac{3}{2}}$$

$$= 2^{\frac{3}{2}} \cdot (r^{\frac{3}{2}} \left(1 + \frac{s}{r}\right)^{\frac{3}{2}} -$$

Durch Reihenentwicklung nach s/r und Vernachlässigung der höheren Glieder wird:

$$s = \frac{k\sqrt{2}\,(t' - t)}{\sqrt{r'}}$$

gültig für grosse r.

Sind die beiden Körper in der Nähe des Perihels, so gilt:

$$r = r' = q$$

und die Euler'sche Gleichung wird:

$$6\,k\,(t' - t) = (2q + s)^{\frac{3}{2}} - (2q - s)^{\frac{3}{2}}$$

$$= (2q)^{\frac{3}{2}} \left(1 + \frac{s}{2q}\right)^{\frac{3}{2}} - \left(1 - \frac{s}{2q}\right)^{\frac{3}{2}}$$

Bei Reihenentwicklung verschwinden alle geraden Potenzen von $s/2q$ und wir vernachläs-sigen dritte und höhere Potenzen. Es bleibt

$$s = \frac{k\sqrt{2}\,(t' - t)}{\sqrt{q}}$$

gültig für den Periheldurchgang.

Durch Vergleich der beiden berechneten Sehnen erhalten wir das Ergebnis:

$$s_{(q)} = s_{(r)} \sqrt{\frac{r}{q}}$$

Nehmen wir an r = 1ooo A.E. q = o,5 A.E., so wird die ursprüngliche Verteilung der Körper auf das 45-fache ihrer Länge gestreckt. Die Beobachtung zeigt aber, dass der Durchmesser eines Kometenkopfes ein Maximum bei 1,5 A.E. hat und für kleineren Sonnenabstand kleiner wird. Lyttleton führt die gleiche Beobachtung als Stütze seines Modells an, aber die von ihm zitierte Kontraktion des

Systems ist in senkrechter Richtung zu der oben berechneten Dilatation. Alle Körper des Systems haben nämlich die gleiche Periheldistanz q.

Bei dieser Berechnung wurde die gegenseitige Anziehung der einzelnen Körper nicht berücksichtigt. Das ist erlaubt wegen der kleinen Masse eines Kometen. Der Komet Brooks 1889 V bewegte sich durch das Satellitensystem des Planeten Jupiter und erlitt eine radikale Änderung seiner Bahn, an keinem der Sateliten konnte jedoch eine Störung der Bahn festgestellt werden.

Ein weiteres Argument gegen die Modelle 1) und 2) ist die Beobachtung, dass in zwei oder mehr Teile zerbrochene Kometen (das trat bisher immer nur beim Periheldurchgang auf) sich nach dem Periheldurchgang nicht wieder vereinigen, sonden als einzelne Kometen sich voneinander entfernen.

Es bleibt nur ein einziger Zentralkörper als der Kern eines Kometen. Er liefert die Moleküle und Staubteilchen für Kopf und Schweif. Wegen seiner geringen Masse kann er keine Atmosphäre halten und muss die Moleküle für Kopf und Schweif dauernd produzieren. Die Moleküle verlieren sich

im interplanetaren Raum und werden durch die Sonnenstrahlung dissoziiert.

Daraus folgt, dass Struktur und Zusammensetzung des Kernes das Verhalten eines Kometen bestimmen. Da ein Kometenkern nicht beobachtbar ist, sind wir dabei auf Hypothesen angewiesen. Der Kern ist nicht zu verwechseln mit der zentralen Verdichtung, sie hat keinen definierten Rand und ist Formänderungen unterworfen. Man kann sie als den dichteren Teil der Kometenatmosphäre betrachten.

Klassifizierung der Kometenspektren .

Die Wellenlänge einer Emission ist nicht die einzige Information, die uns ein Kometenspektrum liefert. Wie die Tafeln im Atlas zeigen ist die Intensität entlang einer Spektrallinie veränderlich, die relative Intensität der einzelnen Banden ist von Spektrum zu Spektrum verschieden und die Emissionen verschiedener Moleküle sind verschieden lang. Diese Eigenschaften eines Kometenspektrums haben bisher kaum Beachtung gefunden; deshalb fehlt auch auf allen bisher aufgenommenen Spektren die photometrische Eichung. Die hier mitgeteilten Ergebnisse sind also visuelle Schätzungen der Schwärzung, die an den 326 verfügbaren Spektren durchgeführt wurden.

Um dieses umfangreiche Material zu deuten, muss zunächst ein brauchbares Ordnungsprinzip gefunden werden, das uns sagt wann zwei Spektren unter den gleichen Bedingungen aufgenommen wurden, die Spektren also vergleichbar sind.

Hier bieten sich zwei Möglichkeiten an:

1) Die Eigenschaften des Spektrums werden bestimmt durch die Gesamtenergie, die die Oberfläche des Kometenkerns pro Flächeneinheit absorbiert hat.

2) Das Spektrum wird bestimmt durch die Energie, die der Kern pro Zeiteinheit absorbiert.

In anderer Formulierung: Ist das Spektrum eines Kometen durch dessen Vorgeschichte bestimmt oder durch die momentan herrschenden Bedingungen?

Zu Fall 1).

In dem Zeitintervall t_1 bis t_2 wird dem Kometen von der Sonne die Energie

$$E = K \int_{t_1}^{t_2} -\frac{1}{r^2}\, dt$$

pro cm^2 zugestrahlt. Dabei ist der Durchmesser der Sonne gegen den Abstand Sonne - Komet (r) vernachlässigt. K ist die Sonnenkonstante, die Energie, die pro Sekunde und pro cm^2 der Erdoberfläche zugestrahlt wird.

Für eine beliebige Bahn eines Kometen müsste der Integrand als funktion der Zeit ausgedrückt und das Integral ausgewertet werden. Das ist recht umständlich, man kann sich aber die Rechnung sehr vereinfachen, wenn man berücksichtigt, dass alle Kometenbahnen den Kepplerschen Gesetzen genügen.

Nach dem Flächensatz ist:

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = h = \text{const.}$$

oder $\frac{dt}{r^2} = \frac{d\theta}{h}$. Durch beiderseitige Integration wird:

$$E = K \int_{t_1}^{t_2} \frac{dt}{r^2} = \frac{K}{h} \int_{\theta_1}^{\theta_2} d\theta = \frac{K}{h} (\theta_2 - \theta_1)$$

Es gilt also der überraschend einfache Satz:
Die Energie, die ein senkrecht zum Radiusvektor stehendes Flächenstück in der Zeit t erhält, ist proportional dem Winkel, den der Radiusvektor in der gleichen Zeit durchläuft.

Die Sonnenkonstante ist durch Messungen bestimmt.

$$K = 2 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$$

Nach J. Bauschinger 1928 S.188 ist:

$$h = k \sqrt{1 + m} \sqrt{p}$$

wobei k = o,o172... die Gauss'sche Konstante des Sonnensystems ist, m ist die Masse des Kometen in Einheiten der Sonnenmasse, m ist also vernachlässigbar in unserem Falle. p ist der Bahnparameter gemessen in astronomischen Einheiten.
Es bleibt also:

$$E = \frac{K}{k\sqrt{p}} (\theta_2 - \theta_1)$$

Der Koordinatenanfang für θ ist festgelegt durch

die Bedingung $\Theta = \pi$ für den Periheldurchgang. Die wahre Anomalie ist dann:

$$v = \Theta - \pi$$

und die seit dem Aphel zugestrahlte Energie:

$$E = \frac{K}{k\sqrt{p}} (v + \pi) = E_o \, y$$

wobei $y = \frac{v + \pi}{\sqrt{p}}$

In der Nähe der Sonne kann man alle Kometenbahnen als parabolisch betrachten, sodass $p = 2q$ der doppelte Perihelabstand ist. Die Bahngleichung wird:

$$r = \frac{2q}{1 + \cos v} = \frac{2q}{1 - \cos y\sqrt{2q}}$$

oder:

$$y = \frac{1}{\sqrt{2q}} \arccos \left(1 - \frac{2q}{r}\right)$$

Dadurch ist die 'Energievariable' y als Funktion von r festgelegt.

Zu Fall 2).

Die pro Zeiteinheit zugestrahlte Energie i : ist proportional $\frac{1}{r^2}$, die Spektren mit gleichem r sind also vergleichbar.

Unter Benutzung der bekannten Bahnelemente wurde für alle verfügbare Spektren der Radius-

vektor bestimmt (J.Bauschinger 1928, S.191). Nach obiger Formel wurde das zugehörige y bestimmt. Dabei war zu beachten, dass y für einen gegebenen Wert von r zwei Werte annimmt, je einen für die Zeit vor und nach dem Periheldurchgang.

Als Vergleichskriterium diente die relative Intensität folgender Banden:

C_3	Swings-Banden		4o5o Å
CN	$B^2\Sigma - X^2\Sigma$	(o - 1)	4216 Å
CH	$A^2\Delta - X^2\Pi$	(o - o)	4313 Å
C_2	$A^3\Pi - X^3\Pi$	(2 - o)	4383 Å

und zwar: CN - C_3

CN - C_2

CN - CH

CH - C_2

Die relativen Intensitäten wurden in drei Gruppen ($<$, $=$, $>$) aufgeteilt und für gleiche y verglichen. Dabei wurden die in einem späteren Abschnitt zu berechnenden instrumentellen Einflüsse auf die relative Intensität berücksichtigt.

Das Ergebnis der Untersuchung ist eindeutig negativ. Weder die relative Intensität der Banden noch die räumliche Verteilung der Emissionen

zeigen eine erkennbare Regelmässigkeit als Funktion von y, und Spektren mit gleichem y sind nicht vergleichbar. Insbesondere besteht kein systematischer Unterschied zwischen parabolischen und periodischen Kometen, und letztere haben in jeder Periode das gleiche Spektrum. Für einen Zeitpunkt nach dem Periheldurchgang bewirkt eine kleine Änderung der Periheldistanz eine grosse Änderung von y, im Spektrum finden sich keine derartige Unterschiede.

Im Spektrum lassen sich also keine bleibende Änderungen nachweisen. Daraus folgt, dass trotz dauernden Materialverlustes die Oberfläche des Kometenkernes in ihrer Zusammensetzung unverändert bleibt. Das ist eine weitere Stütze für das Whipple'sche Kometenmodell bezüglich der chemischen Zusammensetzung des Kerns.

Ordnet man die Spektren nach der Grösse des Radiusvektors r und vergleicht sie für gleiche r, so findet man, dass sich die wichtigsten Eigenschaften als Funktion von r alleine darstellen lassen. Ich benutztz wiederum visuelle Schätzungen für die relative Intensität der genannten Banden von CN, C_3, C_2, CH. Sie haben den Vorteil, dicht

beieinander in einem günstigen Spektralbereich zu liegen. Der Bereich um 4000 Å ist allen Instrumenten zugänglich (Glas-, Quarz-, Spiegeloptik) und allen photographischen Schichten. Letztere zeigen in diesem Bereich keine Änderung der Empfindlichkeit mit der Wellenlänge wie etwa im roten Teil des Spektrums. Ferner sind diese Banden normalerweise nicht überbelichtet, sodass ein Intensitätsvergleich möglich ist. Ein Vergleich mit den OH-Banden (3090 Å) und den NH-Banden (3360 Å) lässt sich nicht durchführen, da in diesem Bereich die Erdatmosphäre zu absorbieren beginnt und der variable Ozongehalt die relativen Intensitäten verfälscht.

Die besondere Bedeutung dieser Untersuchung liegt in der Möglichkeit, das normale Verhalten dieser Banden zu bestimmen, wobei unter normal das am häufigsten auftretende Verhalten verstanden wird.

1) CN : C_3

Für $r < 0{,}6$ A.E. ist $CN > C_3$.

Zwischen $r = 0{,}6$ A.E. und $r = 1{,}0$ A.E. gewinnt C_3 an Intensität relativ zu CN und für $r > 1$ A.E. ist $C_3 > CN$ bis zur Grenze des Beobachtungsbereiches ($r = 1{,}6$ A.E.)

Von den 27 untersuchten Komenten zeigen 17 dieses normale Verhalten und 5 weichen davon ab, letztere lassen sich aber nicht zu einer Untergruppe zusammenfassen.

CN : C_2

Hier lassen sich drei Gruppen unterscheiden:

a) Für jeden Sonnenabstand gilt $CN > C_2$.
(14 von 23 Kometen).

b) Zwischen r = o,7 A.E. bis r = 1,o A.E. ist $CN = C_2$, sonst gilt $CN > C_2$.
(3 von 23 Kometen)

c) Für jeden Sonnenabstand gilt $CN = C_2$.
(3 von 23 Kometen).

Drei Kometen lassen sich nicht in dieses Schema einordnen.

CN : CH

Wir unterscheiden zwei Gruppen:

a) Für jeden Sonnenabstand gilt $CN > CH$.
(13 von 22 Kometen).

b) Um r = 1 A.E. gilt $CN < CH$, sonst ist $CN > CH$.
(4 von 22 Kometen)

Die restlichen 5 Kometen lassen sich nicht einordnen.

CH : C_2

Für 18 Kometen konnte die relative Intensität von CH und C_2 bestimmt werden, von 1o dieser Kometen lag jedoch nur ein Spektrum vor, sodass die Entwicklung als Funktion des Sonnenabstandes nicht bestimmt werden konnte.

Für $r < 0{,}8$ A.E. ist $CH > C_2$; zwischen $r = 0{,}8$ A.E. und $r = 1{,}2$ A.E. liegt der Übergang zu $CH < C_2$. Für $r > 1{,}5$ A.E. ist CH nicht mehr beobachtbar, (5 von 8 Kometen).

3 Kometen lassen sich nicht einordnen.

Es ist nicht gelungen, eine Deutung dieses Verhaltens und die Ursache der jeweiligen Ausnahmen zu geben. Sie können durch Unterschiede in der chemischen Zusammensetzung verschiedener Kometen oder durch äussere Bedingungen (Sonnenaktivität) verursacht sein. Die obige Zusammenstellung soll es erlauben, Abweichungen vom Normalfall festzustellen und durch gleichzeitige Beobachtung der Sonnenaktivität eine mögliche Korrelation der beiden Phänomene zu ermitteln.

Instrumentelle Fehlerquellen der Kometen-spektroskopie.

Im Atlas Tafel XXIIIb sind einige Kometenspektren abgebildet, die die verschiedenen instrumentellen Einflüsse illustrieren; am wichtigsten sind chromatische Aberration und ungenaue Führung des Kometen.

Wegen der Aberration wird ein Punkt des Kometen auf eine Fläche abgebildet, deren Grösse von der Wellenlänge abhängt. Die ungenaue Führung ist durch die Form des Kometen bedingt; seine diffuse Struktur macht es unmöglich, bei der Aufnahme des Spektrums immer die gleiche Stelle des Kometen an einem bestimmten Punkt des Spektrographenspaltes zu halten.

In diesem Abschnitt wird eine Methode entwickelt, diese Einflüsse zu erfassen und bei einer Auswertung der Spektren zu berücksichtigen.

Voraussetzungen:

1) Die räumliche Intensitätsverteilung jeder Emission des Kometenkopfes ist kugelsymmetrisch um den Kern; die Verteilung habe ein Maximum am Ort des Kerns und nehme mit wachsendem Abstand vom Kern genügend schnell ab, damit die vorkommenden Integrale konvergieren.

2) Ein fehlerfreies Teleskop bildet die Projektion dieser Verteilung auf die Himmelskugel auf den Spalt eines fehlerfreien Spektrographen ab, dessen Spaltbreite klein ist gegen die Ausdehnung der Emissionen.

Die räumliche Helligkeitsverteilung einer monochromatischen Emission sei beschrieben durch die Funktion :

$$F (r') = F (x', y', z')$$

r' sei der Abstand vom Kern und die z'-Achse sei die Visierlinie.

Beobachtbar ist die Projektion dieser Verteilung auf die Himmelskugel :

$$j J ('x', y') = \int_{-\infty}^{+\infty} F (x', y', z') \, dz'$$

Das Teleskop bildet diese Projektion auf den Spalt des Spektrographen ab als $J (x, y)$. Das Bild des Kerns auf dem Spalt sei der Koordinatenanfang, und der Spalt sei in Richtung der x-Achse.

Die Intensitätsverteilung entlang einer Spektrallinie in der Brennebene des Spektrographen ist proportional $J (x, o) = J (x)$,

was auf dem Spektrum gemessen werden kann, falls der Kern bei der Aufnahme immer an der gleichen Stelle des Spaltes gehalten wurde. Wegen der angenommenen Kugelsymmetrie ist damit auch $J(r)$ bekannt.

Die Halbwertslänge $H = 2\,x_{\frac{1}{2}}$ ist bestimmt durch die Gleichung :

$$J\left(x_{\frac{1}{2}}\right) = \tfrac{1}{2}\,J(\bullet)$$

wobei $J(0)$ die zentrale Intensität der Spektrallinie ist.

Wird die Verteilung $J(x)$ bei der Belichtung des Spektrums entlang des Spaltes um die Länge k verschoben, so zeigt das Spektrum eine andere Intensitätsverteilung entlang einer Spektrallinie, gegeben durch das Integral :

$$u(x) = \frac{1}{k} \int_{x-\frac{k}{2}}^{x+\frac{k}{2}} J(\xi)\, d\xi$$

und wir haben eine neue Halbwertslänge $H_k = 2\,x_{\frac{1}{2}}$ als Lösung der Gleichung :

$$u\left(x_{\frac{1}{2}}\right) = \tfrac{1}{2}\,u(0)$$

Die zentrale Intensität ist nun gegeben durch :

$$u(0) = \frac{1}{k} \int_{-\frac{k}{2}}^{+\frac{k}{2}} J(\xi)\, d\xi$$

Die zentrale Intensität vermindert sich also um den Faktor :

$$\beta = \frac{u(0)}{J(0)}$$

Verschiebt sich das Bild des Kernes während der Aufnahme des Spektrums senkrecht zur Richtung des Spaltes von $y = \frac{k}{2}$ bis $y = -\frac{k}{2}$, so hat eine Spektrallinie die Intensitätsverteilung :

$$w(x) = \frac{1}{k} \int_{-\frac{k}{2}}^{+\frac{k}{2}} J(x, y)\, dy$$

und die zentrale Intensität wird :

$$w(0) = \frac{1}{k} \int_{-\frac{k}{2}}^{+\frac{k}{2}} J(0, y)\, dy$$

Wegen der vorausgesetzten Kugelsymmetrie der Verteilungsfunktion gilt also :

$$u(0) = w(0)$$

und in beiden Fällen wird die zentrale Intensität um den gleichen Faktor vermindert.

In der Praxis tritt in der Regel nur eine Verschiebeung entlang des Spaltes auf, da es leichter ist, ein diffuses Bild durch den Spalt in zwei gleiche Teile zu spalten als das Bild an der gleichen Stelle des Spaltes zu halten.

Die relative Intensität zweier Emissionen sei :

$$\alpha_o = \frac{J_1(0)}{J_2(0)}$$

bei Verschiebung entlang des Spaltes wird sie :

$$\alpha_k = \frac{u_1(0)}{u_2(0)}$$

Die relative Intensität ändert sich also um den Faktor :

$$\frac{\alpha_o}{\alpha_k} = \frac{J_1(0)\, u_2(0)}{J_2(0)\, u_1(0)} = \frac{\beta_2}{\beta_1}$$

Die Halbwertslängen verschiedener Kometenemissionen können sich um den Faktor 1o unterscheiden, eine ungenaue Führung des Instrumentes kann also grosse Änderungen der relativen Intensitäten bewirken. Um die Grösse der Änderungen abzuschätzen, wählen wir eine Verteilungsfunktion, die einfach zu behandeln ist und die wahre Verteilung angenähert wiedergibt.

$$F(x,y,z,) = A \exp -\left(\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} + \frac{z^2}{a^2}\right)$$

Unter Benutzung obiger Bezeichnungen wird :

$$J(x,y) = A \exp \frac{-x^2}{a^2} \frac{-y^2}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \frac{-z^2}{a^2} \, dz$$

$$= A\, a \sqrt{\pi} \exp \frac{-x^2}{a^2} \frac{-y^2}{2}$$

$$J(x) = A\,a\,\sqrt{\pi}\,\exp\left(-\frac{x^2}{a^2}\right)$$

$$J(0) = A\,a\,\sqrt{\pi}$$

Die Halbwertslänge ergibt sich als Lösung der Gleichung :

$$A\,a\,\sqrt{\pi}\,\exp\left(-\frac{x^2}{a^2}\right) = \tfrac{1}{2}\,A\,a\,\sqrt{\pi}$$

zu $H = 2\,a\sqrt{\ln 2}$.

Bei ungenauer Führeung des Instrumentes gilt :

$$u(x) = \frac{A\,a\,\sqrt{\pi}}{k}\int_{x-\frac{k}{2}}^{x+\frac{k}{2}} \exp\left(-\frac{\xi^2}{a^2}\right)\,d\xi$$

Die Funktion $\phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^z \exp\left(-t^2\right)dt$

ist tabelliert, und u (x) wird :

$$u(x) = \frac{A\,a^2\,\pi}{2\,k}\left\{\phi\left(\frac{x+k/2}{a}\right) - \phi\left(\frac{x-k/2}{a}\right)\right\}$$

$$u(0) = \frac{A\,a^2\,\pi}{2k}\left\{\phi\left(\frac{k/2}{a}\right) - \phi\left(\frac{-k/2}{a}\right)\right\}$$

$$= \frac{A\,a^2\,\pi}{k}\,\phi\left(\frac{k}{2a}\right)$$

$$\beta = \frac{a\,\sqrt{\pi}}{k}\,\phi\left(\frac{k}{2a}\right)$$

$$\alpha_o = \frac{A_1\,a_1}{A_2\,a_2} \qquad \alpha_k = \frac{A_1\,a_1^2}{A_2\,a_2^2}\,\frac{\phi\left(k/2a_1\right)}{\phi\left(k/2a_2\right)}$$

Die Halbwertslänge ergibt sich aus der Lösung der Gleichung :

$$u\left(x_{\frac{1}{2}}\right) = \tfrac{1}{2}\, u\,(0)$$

oder : $$\Phi\left(\frac{x_{\frac{1}{2}} + k/2}{a}\right) - \Phi\left(\frac{x_{\frac{1}{2}} - k/2}{a}\right) = \Phi\left(\frac{x}{2a}\right)$$

und $H_k = 2\, x_{\frac{1}{2}}$. Für gegebenes a und k ist die Gleichung leicht graphisch aufzulösen.

Die Grösse der Verschiebung k kann aus dem Spektrum selbst ermittelt werden. Für die meisten Kometen ist die Ausdehnung des kontinuierlichen Spektrums vernachlässigbar klein gegen die Ausdehnung der Molekülbanden, und die Breite des Kontinuums gibt direkt die Grösse der Verschiebung.

Die nachstehende Tabelle gibt die notwendigen Zahlenwerte für die Berechnung der Korrektionen. Es bleibt zu bemerken, dass die benutzte Verteilungsfunktion keinem bestimmten Kometenmodell entspricht und physikalisch nicht begründet ist.

Numerisches Beispiel :

$$\frac{k}{2a_1} = 1 \; ; \qquad \frac{k}{2a_2} = \tfrac{1}{2}$$

In der Tabelle findet man :

$$\beta_1 = 0{,}747 \; ; \quad \beta_2 = 0{,}923$$

Es folgt : $$\frac{\beta_1}{\alpha_0} = \frac{\beta_1}{\beta_2} = 0{,}81$$

$\frac{k}{2\pi}$	$\frac{k}{H}$	$\phi\left(\frac{k}{2\pi}\right)$	β
0	0	0	1
0,1	0,120	0,112	0,997
0,2	0,240	0,223	0,987
0,3	0,360	0,329	0,971
0,4	0,480	0,428	0,949
0,5	0,601	0,520	0,923
0,6	0,721	0,604	0,892
0,7	0,841	0,678	0,858
0,8	0,961	0,742	0,822
0,9	1,081	0,797	0,785
1,0	1,201	0,843	0,747
1,2	1,441	0,910	0,672
1,4	1,682	0,952	0,603
1,6	1,922	0,976	0,541
1,8	2,162	0,989	0,487
2,0	2,402	0,995	0,441
2,5	3,003	1	0,354
3,0	3,603	1	0,295
4,0	4,804	1	0,222
5,0	6,006	1	0,177
6,0	7,207	1	0,148
7,0	8,408	1	0,127
8,0	9,609	1	0,111
9,0	10,810	1	0,098
10,0	12,011	1	0,089

Radiale Dichteverteilung im Kopf eines Kometen.

Die Berechnung des vorhergehenden Abschnittes zeigte die Bedeutung der radialen Intensitätsverteilung der verschiedenen Emissionen eines Kometen. Eine Theorie der Kometenformen basiert auf dieser Verteilungsfunktion. Zunächst muss die Verteilung jedes Moleküls bestimmt werden; die Form des Kometenkopfes ergibt sich als Überlagerung der Spektren all dieser Moleküle. Da im Falle der Fluoreszenzanregung eines bestimmten Moleküls die emittierte Intensität pro Volumeneinheit proportional der im Volumen vorhandenen Zahl von Molekülen dieser Sorte ist, so ist mit der radialen Dichteverteilung auch die radiale Intensitätsverteilung gegeben.

In diesem Abschnitt berechnen wir unter Benutzung des von F. Whipple gegebenen Kometenmodells die räumliche Verteilung eines Moleküls und einige beobachtbare Erscheinungen, die daraus folgen. Dabei werden die Moleküle als vorgegeben angesehen, ihr Bildungsmechanismus wird nicht berücksichtigt.

Voraussetzungen :

1) Der kugelförmige Kern des Kometen habe den Radius r_o ; an seiner Oberfläche werden die beobachteten Moleküle gebildet, und sie verlassen den Kern in radialer Richtung mit der Geschwindigkeit v_o .

2) Die Moleküle werden durch Fluoreszenz zur Emission ihres Spektrums angeregt.

3) Durch Dissoziation und Ionisation werden die Moleküle zerstört, sie haben also eine mittlere Lebensdauer τ_o definiert durch die Gleichung : $n = n_o \exp(- \frac{t}{\tau_o})$
Dabei ist n_o die zur Zeit $t = 0$ vorhandene Zahl von Molekülen.

4) Die Anzahl der Moleküle pro Volumeneinheit sei $D(r_o)$ an der Oberfläche des Kerns.

Die radiale Dichteverteilung.

Wir betrachten ein räumliches Koordinatensystem mit dem Ursprung im Zentrum des Kernes. Eine Kugelschale um den Ursprung mit der Dicke dr und dem Radius $r = r_o$ enthält

$$4\pi r_o \, D(r_o)$$

Moleküle.

Zur Zeit t hat sich diese Schale auf den Radius r ausgedehnt, und die Zahl der Moleküle hat sich um den Faktor $\exp\left(-\frac{t - t_o}{\tau_o}\right)$ vermindert. Die Dicke der Schale ändert sich dabei nicht, da alle Moleküle sich mit der gleichen Geschwindigkeit v_o bewegen. Die Schale enthält jetzt

$$4\pi r_o^2 \, D(r_o) \exp\left(-\frac{t - t_o}{\tau_o}\right) dr$$

Moleküle, die Dichte im Abstand r vom Ursprung ist bestimmt durch die Gleichung :

$$4\pi r_o^2 \, D(r_o) \exp\left(-\frac{t - t_o}{\tau_o}\right) = 4\pi r^2 \, D(r)$$

oder $$D(r) = D(r_o)\left(\frac{r_o}{r}\right)^2 \exp\left(-\frac{t - t_o}{\tau_o}\right)$$

Nach Einführung der Geschwindigkeit $v_o = \frac{r - r_o}{t - t_o}$ wird die radiale Dichteverteilung :

$$D(r) = D(r_o)\left(\frac{r_o}{r}\right)^2 \exp\left\{-\frac{1}{v_o \tau_o}(r - r_o)\right\}$$

$D(r)$ kann als Dichteverteilung und als pro Volumeneinheit emittierte Intensität betrachtet werden. und ist definiert für $r \geq r_o$.

Im Folgenden wird angenommen, dass $D(r_o)$ zeitlich konstant ist.

Die beobachtbare Intensitätsverteilung.

Wird ein Komet im Lichte eines Moleküls beobachtet, so sieht man die Projektion obiger Intensitätsverteilung auf die Himmelskugel, vorausgesetzt, dass innerhalb des Kometenkopfes keine Absorption stattfindet. Wir unterdrücken Faktoren, die den Abstand Komet - Erde und die Brennweite des Fernrohres berücksichtigen. Mit der Z- Achse als Visierlinie ist die Projektion gegeben durch das Integral :

$$J(\rho) = \int_{-\infty}^{+\infty} D(r)\, dz$$

$$= D(r_o) \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{r_o}{r}\right)^2 \exp\left[-\frac{1}{v_o \tau_o}(r - r_o)\right] dz$$

Mit $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ und $\rho^2 = x^2 + y^2$ gilt :

$$J(\rho) = D(r_o)\, r_o^2 \exp(\beta_o r_o) \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-\beta_o \sqrt{\rho^2 + z^2})}{\rho^2 + z^2}\, dz}_{I(\beta_o)}$$

Zur Auswertung des Integrals $I(\beta_o)$ bilden wir :

$$\frac{\partial I(\beta_o)}{\partial \beta_o} = -2 \int_0^{+\infty} \frac{\exp(-\beta_o \sqrt{\rho^2 + z^2})}{\sqrt{\rho^2 + z^2}}\, dz$$

$$= -2\, K_o(\rho \beta_o)$$

Die Funktion $K_0(\rho\,\beta_0)$ ist bekannt als die modifizierte Besselfunktion zweiter Art und ist tabelliert (siehe Watson : Theory of Bessel Functions). Mit ihr schreibt sich das Integral :

$$I(\beta_0) = \int_{\infty}^{\beta_0} \frac{\partial I}{\partial \beta_0}\, d\beta_0 = -2 \int_{0}^{\beta_0} K_0(\rho\,\beta_0)\, d\beta_0 + C$$

Die Integrationskonstante ist bestimmt durch die Gleichung : $I(0) = C = -\frac{\pi}{\rho}$

und :nach Substitution von $y = \rho\beta_0$ im Integral :

$$I(\beta_0) = -\frac{2}{\rho}\left(\frac{\pi}{2} - \int_0^{\rho\beta_0} K_0(y)\, dy\right)$$

Die beobachtbare Intensitätsverteilung wird damit:

$$J(\rho) = D(r_0)\, r_0^2 \exp(\beta_0\, r_0)\, \frac{2}{\rho}\left(\frac{\pi}{2} - \int_0^{\rho\beta_0} K_0(y)\, dy\right)$$

mit $\beta_0 = \frac{1}{v_0 \tau_0}$.

Die Verteilung ist gültig für $\rho \geq r_0$, also überall dort wo der Integrationsweg den Kern des Kometen nicht trifft, (*).

Der Vollständigkeit halber sei auch der Fall $\rho < r_0$ diskutiert,seine Bedeutung für Kometen ist gering, da der Kern zu klein ist und nicht als flächenhaftes Objekt beobachtet werden kann.

(*) Der Klammerausdruck ist tabelliert bei R.Müller 1939.

Für diesen Bereich ist die Projektion auf die Himmelskugel gegeben durch :

$$J(\rho) = D(r_o)\, r_o^2 \exp(\beta_o r_o) \int_{\sqrt{r_o^2 - \rho^2}}^{\infty} \frac{\exp\left(-\beta_o \sqrt{\rho^2 + z^2}\right)}{\rho^2 + z^2}\, dz$$

Der Bereich negativer z wird von dem Kern verdeckt und trägt nicht zu der beobachtbaren Intensität bei.

Mit der neuen Variablen $u = \frac{\sqrt{\rho^2 + z^2}}{r_o}$ wird :

$$J(\rho) = D(r_o)\, r_o \exp(\beta_o r_o) \int_1^{\infty} \frac{\exp(-\beta_o r_o u)}{u^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\rho/r_o}{u}\right)^2}}\, du$$

Und durch Entwicklung des Integranden :

$$J(\rho) = D(r_o) \exp(\beta_o r_o)\, r_o \left\{ E_2(x) + \frac{\alpha^2}{2} E_4(x) + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \alpha^4 E_6(x) + \ldots \right\}$$

Dabei bedeuten : $\alpha = \frac{\rho}{r_o}$; $x = \frac{r_o}{v_o \tau_o}$

und : $E_n(x) = \int_1^{\infty} \frac{\exp(-x u)}{u^n}\, du$

Diese Funktion ist bei Jahnke-Emde tabelliert für n = 1 , und mit der Rekursionsformel

$$n\, E_{n+1}(x) = \exp(-x) - x\, E_n(x)$$

können alle Glieder der Reihe bestimmt werden.

Die Reihe ist Konvergent für $= \alpha < 1$,das ist $\rho < r_o$. Für $\rho = 0$ vereinfacht sie sich zu:

$$J\,(0) \;=\; D\,(r_o)\; r_o\; \exp(\beta_o r_o)\;\; E_2(\beta_o r_o)$$

Die monochromatische Gesamthelligkeit.

Dies ist eine weitere beobachtbare Grösse und ergibt sich aus der Verteilungsfunktion als das Integral :

$$J \;=\; \iiint_W D\,(r)\; dw$$

integriert über den ganzen Raum,(*) dw ist das Volumenelement. Die Integration ist in Polarkoordinaten leicht auszuführen; man findet:

$$J \;=\; 4\pi r_o^2\; D\,(r_o)\; v_o \tau_o$$

als monochromatische Gesamthelligkeit. Dabei ist der durch den Kern verdeckte Teil des Kometenkopfes mitgerechnet. Der Fehler ist klein da der Durchmesser des Kernes vernachlässigbar klein ist gegenüber der Ausdehnung des Kopfes.

(*) r variiert von r_o bis $+\infty$

Radiale Verteilung der Dissoziationsprodukte.

In dem vorangehenden Abschnitt wurde angenommen, dass sich die Moleküle an der Oberfläche des Kernes bilden und nach einer mittleren Lebensdauer τ_o zerstört werden. Wir betrachten hier den Fall der Dissoziation. Bestehen diese Moleküle aus drei oder mehr Atomen, so haben wir als Dissoziationsprodukte ein Molekül und ein Atom, die aber nun nicht mehr an der Oberfläche des Kernes, sondern in beliebigem Abstand von diesem gebildet werden. In einem Kometen ist das der Fall für:

$$C_3 \longrightarrow C_2 + C$$

$$NH_3 \longrightarrow NH + H$$

Wir erwarten eine verschiedene Verteilung für Ausgangsprodukt (Index $_o$) und Folgeprodukt (Index $_1$). Wir benutzen die Bezeichnungen des vorigen Abschnitts und machen als zusätzliche Voraussetzung :

5) Die Folgeprodukte bewegen sich in radialer Richtung mit der Geschwindigkeit v_1 und haben die mittlere Lebensdauer τ_1.

Die radiale Dichteverteilung des Ausgangsprodukte sei gegeben durch :

$$D(x) = D(r_o)\left(\frac{r_o}{x}\right)^2 \exp\left(-\beta_o(x - r_o)\right)$$

Das ist gleichbedeutend mit :

$$N(x) = N(r_o)\left(\frac{r_o}{x}\right)^2 \exp\left(-\beta_o(x - r_o)\right)$$

N (x) ist die Anzahl der Moleküle des Ausgangsproduktes, die pro Sekunde $\sim 1\ cm^2$ einer Kugelfläche vom Radius x durchqueren.

Die ganze Kugelfläche wird durchquert von:

$$4\pi x^2 N(x) = 4\pi r_o^2 N(r_o) \exp\left(-\beta_o(x - r_o)\right)$$

Molekülen.

Zwischen den Kugelschalen vom Radius x und x + dx bilden sich

$$-\frac{\partial}{\partial x}\left(4\pi x^2 N(x)\right)dx$$ Moleküle des Folgeprodukte: $4\pi r_o^2 N(r_o)\beta_o \exp\left(-\beta_o(x - r_o)\right)dx$

Wenn diese neu gebildeten Moleküle im Abstand r vom Zentrum des Kernes ankommen hat sich ihre Zahl um den Faktor $\exp\left(-\beta_1(r - x)\right)$ vermindert; und die Gesamtzahl der Moleküle des Folgeproduktes, die im Abstand r ankommen ist :

$$4\pi r^2 N_1(r) = 4\pi r_o^2 N(r_o) \beta_o \int_{r_o}^{r} \exp\left(-\beta_o(x - r_o) - \beta_1(r - x)\right) dx$$

und :

$$N_1(r) = N(r_o) \left(\frac{r_o}{r}\right)^2 \beta_o \quad \frac{\exp\left(-\beta_o(r - r_o)\right) - \exp\left(-\beta_1(r - r_o)\right)}{\beta_1 - \beta_o}$$

Wegen der Beziehungen $v_o D(r_o) = N(r_o)$ und $v_1 D(r_1) = N_1(r)$ ist die radiale Dichteverteilung :

$$D_1(r) = D(r_o) \frac{v_o}{v_1} \left(\frac{r_o}{r}\right)^2 \beta_o \frac{\exp\left(-\beta_o(r-r_o)\right) - \exp\left(-\beta_1(r-r_o)\right)}{\beta_1 - \beta_o}$$

Die beobachtbare Intensitätsverteilung ist die Projektion von $D_1(r)$ auf die Himmelskugel. Unter Benutzung der Ergebnisse des vorigen Abschnittes gilt :

$$J_1(\rho) = D(r_o) r_o^2 \beta_o \frac{v_o}{v_1} \frac{2}{\rho} \frac{B_o - B_1}{\beta_1 - \beta_o}$$

wobei

$$B_1 = \left(\frac{\pi}{2} - \int_0^{\rho\beta_1} K_o(y)\, dy\right) \exp(r_o \beta_1)$$

$$B_o = \left(\frac{\pi}{2} - \int_0^{\rho\beta_o} K_o(y)\, dy\right) \exp(r_o \beta_o)$$

Man kann dieses Verfahren wiederholt anwenden und Verteilungsfunktionen für Folgeprodukte zweiter und höherer Ordnung berechnen. Das soll hier nicht durchgeführt werden, es sei nur erwähnt, dass mit steigender Ordnung des Folgeproduktes die Halbwertsbreite der beobachtbaren Intensitätsverteilung grösser wird.

Bei der bisherigen Rechnung war die Molekülproduktion pro cm^2 Kernoberfläche als räumlich und zeitlich konstant angenommen. Wir behandeln also einen stationären Vorgang.

Die obige Theorie lässt sich also in zwei Richtungen erweitern : 1) Die Molekülproduktion ist räumlich nicht konstant über die Oberfläche des Kerns. 2) Die Molekülproduktion ist zeitabhängig.

Zu Fall *1) wird im folgenden Abschnitt ein wichtiges Beispiel behandelt. Der Fall 2) beschreibt die Entwicklung der Struktur eines Kometen im Verlaufe eines Lichtausbruches, dies soll einer späteren Arbeit vorbehalten bleiben.

Räumlich veränderliche Molekülproduktion.

Die von F. Whipple vorgeschlagene Struktur des Kometenkernes führt zu einer sehr kleinen Wärmeleitfähigkeit der Kernsubstanz. Die Anzahl der an der Kernoberfäche abdampfenden Moleküle (pro Sekunde und pro cm^2) ist also proportional der von der Flächeneinheit pro Sekunde absorbierten Energie der Sonnenstrahlung.

Eine um φ gegen die Einfallsrichtung der Strahlung geneigte Fläche erhält die Energie :

$$I = I_0 \cos \varphi$$

Bei Annahme eines kugelförmigen Kernes ist das die Intensitätsverteilung der Molekülproduktion. $\varphi = 0$ definiert die Richtung Komet - Sonne, und für $\varphi \geq \frac{\pi}{2}$ ist $I = 0$ wenn der Kern des Kometen nicht rotiert, es sei denn um die Achse $\varphi = 0$.

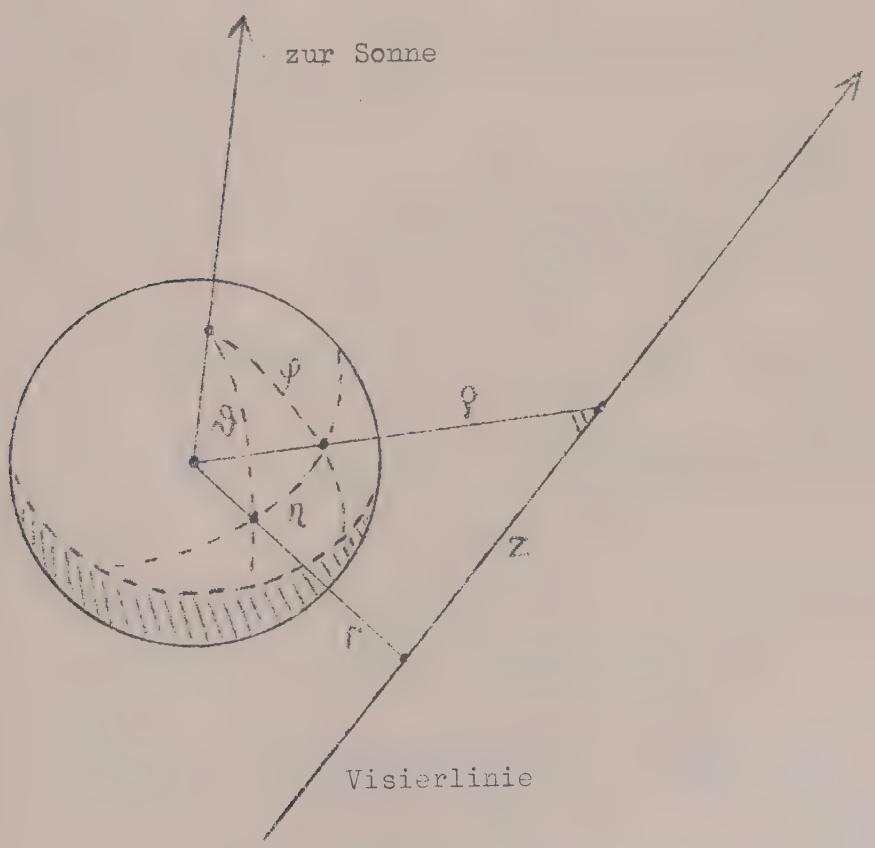
Die daraus folgende Dichteverteilung ist nicht mehr kugelsymmetrisch, die beobachtbare Intensitätsverteilung ist also eine Funktion des Winkels Sonne - Komet - Erde, dem Phasenwinkel α .

Wir behandeln die beiden Fälle $\alpha = \frac{\pi}{2}$ und $\alpha = 0$ beziehungsweise π . Für dazwischenliegende Winkel kann das Aussehen des Kometen interpoliert werden.

$\alpha = \frac{\pi}{2}$

Die radiale Dichteverteilung ist wieder :

$$D(r) = D'(r_o)\left(\frac{r}{r_o}\right)^2 \exp\left(-\beta_o(r - r_o)\right)$$



Mit den Bezeichnungen der Figur ist :

$$D'(r_0) = D(r_0)\cos\vartheta$$

$$= D(r_0)\cos\varphi\cos\eta$$

und :

$$\cos\eta = \frac{\varrho}{r} = \frac{\varrho}{\sqrt{\varrho^2 + z^2}}$$

Die Verteilungsfunktion lautet nun :

$$D(r) = \underbrace{D(r_0)\, r_0^2 \cos\varphi \exp(\beta_0 r_0)}_{A\cos\varphi} \frac{\varrho \exp(\beta_0 r)}{r^3}$$

und ihre Projektion entlang der z- Achse auf die Himmelskugel ist :

$$J(\varrho,\varphi) = A\cos\varphi\, 2\cdot\int_0^\infty \frac{\varrho \exp\left(-\beta_0\sqrt{\varrho^2 + z^2}\right)}{\sqrt{(\varrho^2 + z^2)^3}}\, dz$$

Durch die Transformation $\frac{z}{\varrho} = \sinh t$ wird :

$$J(\varrho,\varphi) = A\cos\varphi\, \frac{2}{\varrho}\int_0^\infty \frac{\exp(-b\cosh t)}{\cosh^2 t}\, dt$$

Durch zweimalige Ableitung nach dem Parameter b finden wir wiederum die Besselfunktion K_0 :

$$\frac{\partial^2 J}{\partial b^2} = A\cos\varphi\frac{2}{\varrho}\int_0^\infty \exp(-b\cosh t)\, dt$$

$$= A\cos\varphi\frac{2}{\varrho}\, K_0(b) \quad ; \quad b = \varrho\beta_0$$

Durch zweimalige Integration wird :

$$J(\rho,\varphi) = A\cos\varphi\,\frac{2}{\rho}\int_{\rho\beta_0}^{\infty}\left\{\int_{x}^{\infty}K_0(y)\,dy\right\}dx$$

und nach der von R. Müller 1939 entwickelten Methode zur mehrfachen Integration von Besselfunktionen :

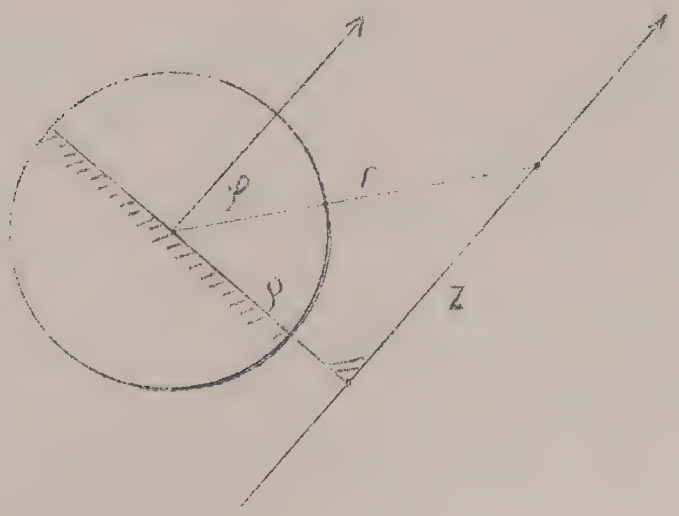
$$J(\rho,\varphi) = A\cos\varphi\,2\beta_0\left\{K_1(\rho\beta_0) - \int_{\rho\beta_0}^{\infty}K_0(y)\,dy\right\}$$

Beide Funktionen sind tabelliert, K_1 bei Watson : Theory of Bessel Functions, das Integral von K_0 bei R. Müller 1939.

$\alpha = 0$ oder π.

Wir haben wieder die Verteilung :

$$D(r) = D(r_0)\,r_0^2\cos\quad\exp(\beta_0 r_0)\,\frac{\exp(-\beta_0 r)}{r^2}$$



Nach der Zeichnung ist $\cos\varphi = \frac{z}{r}$ und damit:

$$D(r) = A \frac{z \exp(-\beta_0 r)}{r^3}$$

Die beobachtbare Intensitätsverteilung ist wieder kreissymmetrisch :

$$J(\rho) = A \int_0^\infty \frac{z \exp\left(\beta_0 \sqrt{\rho^2 + z^2}\right)}{\sqrt{\left(\rho^2 + z^2\right)^3}} \, dz$$

Wir substituieren $\frac{z}{\rho} = \sinh t$, setzen $\rho\beta_0 = b$ und bilden die zweite Ableitung nach b :

$$\frac{\partial^2 J}{\partial b^2} = \frac{A}{\rho} \int_0^\infty \sinh t \, \exp(-\rho\beta_0 \cosh t) \, dt$$

$$= \frac{A}{\rho} \, K_{\frac{1}{2}}(b) \, \frac{1}{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) (b/2)^{\frac{1}{2}}}$$

$K_{\frac{1}{2}}$ lässt sich aber in geschlossener Form darstellen:

$$K_{\frac{1}{2}}(b) = \left(\frac{\pi}{2b}\right)^{\frac{1}{2}} \exp(-b)$$

Damit bleibt :

$$\frac{\partial^2 J}{\partial b^2} = \frac{A}{\rho} \, \frac{\exp(-b)}{b}$$

und nach zweimaliger Integration :

$$J(\rho) = \frac{A}{\rho} \int_{\rho\beta_0}^\infty E_1(y) \, dy$$

Um dieses Integral auf tabellierte Funktionen zurückzuführen betrachten wir etwas allgemeiner :

$$E_n(x) = \int_1^\infty \frac{\exp(-x\,t)}{t^n}\,dt$$

Daraus folgen die Rekursionsformeln :

$$\frac{d\,E_n(x)}{dx} = -E_{n-1}(x)$$

$$(n-1)\,E_n(x) = \exp(-x) - x\,E_{n-1}(x)$$

Durch Elimination von E_{n-1} erhalten wir die Gleichung :

$$x\,\frac{d\,E_n}{dx} - (n-1)\,E_n + \exp(-x) = 0$$

Durch Integration über das Intervall(b , ∞) wird :

$$\int_b^\infty E_n(x)\,dx = \frac{1}{n}\left(-b\,E_n(b) + \exp(-b)\right)$$

und wir haben als Ergebnis:

$$J(\rho) = A\beta_0\,(E_0(\rho\beta_0) - E_1(\rho\beta_0))$$

Beide Funktionen sind bei Jahnke - Emde tabelliert.

Zusammenstellung der Ergebnisse :

1) Bei gleichmässig starker Molekülproduktion an jeder Stelle des Kernes ist die beobachtbare Intensitätsverteilung :

$$J(\rho) = C_1 \frac{1}{\rho} \int_{\rho\beta_0}^{\infty} K_0(y)\, dy$$

2) Intensitätsverteilung des ersten Dissoziationsproduktes :

$$J(\rho) = C_2 \frac{1}{\rho} \left\{ \exp(r_0\beta_0) \int_{\rho\beta_0}^{\infty} K_0(y)dy - \exp(r_0\beta_1) \int_{\rho\beta_1}^{\infty} K_0(y)dy \right\}$$

3) Die monochromatische Gesamthelligkeit :

$$J = 4\pi r_0^2 D(r_0) \; v_0 \tau_0$$

4) Intensitätsverteilung bei ungleichmässig verteilter Molekülproduktion :

$$\alpha = \frac{\pi}{2} \; ; \qquad J(\rho, \varphi) = C_3 \cos\varphi \left\{ K_1(\rho\beta_0) - \int_{\rho\beta_0}^{\infty} K_0(y)dy \right.$$

$$\alpha = 0 \text{ oder } \pi \; ; \; J(\rho) = C_4 \left\{ E_0(\rho\beta_0) - E_1(\rho\beta_0) \right\}$$

Die Ergebnisse 1) bis 3) sind nur auf die Kometen anwendbar, die unabhängig von der Stellung des Kernes nach allen Seiten die gleiche Zahl Moleküle aussenden. Das ist der Fall wenn die Molekülproduktion nicht durch die Sonnenenergie, sondern durch chemische Energie der Kometenmaterie erfolgt. Die Sonne würde also nur die Reaktion einleiten. Eine weitere Möglichkeit ist die Rotation des Kernes. Bei genügend schneller Drehung ist die Temperatur auf der Nachtseite etwa gleich der auf der Tagseite, und die Molekülproduktion ist überall gleichmässig.

Das Ergebnis 4) betrifft einen nicht rotierenden Kern, dessen Molekülproduktion nur von der absorbierten Sonnenenergie abhängt.

Wenn bei einem bestimmten Sonnenabstand die absorbierte Strahlungsenergie und die chemische Energie vergleichbar gross sind, würde man eine Überlagerung der Verteilungen 1) und 4) beobachten. Bei kleinem Sonnenabstand überwiegt die Strahlungsenergie der Sonne, und die Formel 4) ist gültig.

Mit den bis jetzt vorliegenden Beobachtungen lassen sich obige Ergebnisse nicht eindeutig bestätigen oder widerlegen. Das hat verschiedene Gründe :

1) Helle Kometen sind eine grosse Seltenheit.

2) Die existierenden Instrumente für Photographie und Spektrographie sind ungeeignet, da sie nur ein geringes Intensitätsintervall erfassen (Kernregion überbelichtet, Randzone unterbelichtet).

3) Ein Kometenspektrum ist normalerweise 10 mm lang und 1 bis 2 mm breit. Die Breite einzelner Linien ist von der Grössenordnung einiger Silberkörner der Gelatine, und eine photometrische Auswertung stösst auf grosse Schwierigkeiten.

Seit etwa zwei Jahren werden aber von Schmidt und van Woerden in Leyden und von Freeman D. Miller in Ann Arbor (Michigan) monochromatische photoelektrische Photometer entwickelt, die es erlauben, die Intensitätsverteilung im Kopf eines Kometen direkt zu messen und Isophoten aufzunehmen.

Ihre vorläufigen Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit unserem Ergebnis unter 1).

Bei der Rechnung wurde der Einfluss des Strahlungsdruckes auf die Bewegung der Moleküle im Kometenkopf nicht berücksichtigt. Die Rechnung würde sich wesentlich schwieriger gestalten. Zudem ist die visuell beobachtbare Intensitätsverteilung in den meisten Fällen kreissymmetrisch oder elliptisch mit kleiner Exzentrizität. Der Einfluss des Strahlungsdruckes ist also gering.

Die Form eines Kometenschweifes.

Die Intensitätsverteilung in einem Kometenschweif kann nicht durch den gleichen Mechanismus erklärt werden wie die Verteilung im Kopf des Kometen. Der Schweif hat etwa die Form einer Parabel, in deren Brennpunkt der Kern liegt. Er enthält nur ionisierte Moleküle und ist von der Sonne weg gerichtet. Der Strahlungsdruck kann nicht für die Deutung dieser Form benutzt werden, da er etwa gleich ist für ionisierte und neutrale Moleküle. Diese zeigen aber eine grundsätzlich verschiedene Verteilung.

Biermann hat gezeigt, dass die Beschleunigung von Schweifkondensationen in grossem Abstand vom Kern als die Wirkung der Korpuskularstrahlung der Sonne gedeutet werden kann (Protonen + schwerere Ionen + Elektronen).

In diesem Abschnitt soll die Wirkung eines Korpuskelstromes auf die soeben bestimmte Dichteverteilung im Kometenkopf berechnet werden.

Beim Zusammentreffen einer schnellen Korpuskel mit einem Molekül können folgende Vorgänge stattfinden :

1) Elastischer Stoss.
2) Anregung des Moleküls.
3) Dissoziation des Moleküls.
4) Ionisation des Moleküls.

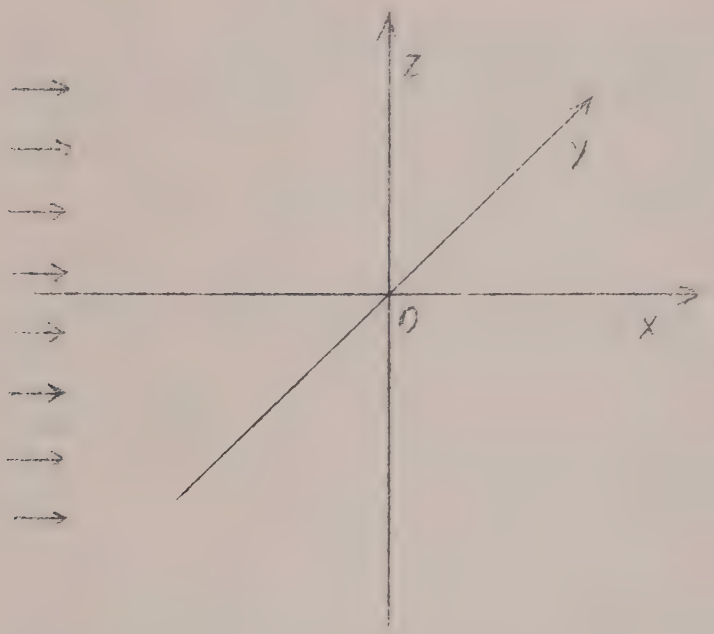
Vorgang 1) könnte als eine Deformation der Intensitätsverteilung festgestellt werden, der Effekt ist zu gering um beobachtet zu werden.
Vorgang 2) ist sicher ohne Bedeutung, da das Spektrum des Kometenkopfes durch den Fluoreszenzmechanismus vollständig erklärt ist.
Vorgang 3) bewikt eine Verkürzung der mittleren Lebensdauer der Moleküle, das bedeutet eine Ver-

kleinerung der Ausdehnung des Kometenkopfes. Vorgang 4) ist der Beobachtung besser zugänglich. Die Ionisation ist irreversibel unter den physikalischen Bedingungen im Kometenkopf und erst recht im Schweif. Die hohe Dissoziationsspannung der Ionen N_2^+ und CO^+ gibt diesen eine grosse mittlere Lebensdauer im Strahlungsfeld der Sonne, und jedes Ion kann durch Fluoreszenz beliebig viele Lichtquanten aussenden.

Der Wirkungsquerschnitt eines Moleküls für Ionisation durch Korpuskeln ist eine Funktion der relativen Geschwindigkeit der Teilchen und hat ein Maximum für kleine Geschwindigkeiten (siehe die Ionisation durch -Teilchen in der Wilsonschen Nebelkammer).

Trifft nun ein homogener Korpuskelstrom den Kopf eines Kometen, so werden die Teilchen durch die Vorgänge 1) bis 3) abgebremst bis sie die "Resonanzgeschwindigkeit" für Ionisation der Moleküle erreichen. Verbinden wir alle diese Punkte, so erhalten wir eine Fläche, auf der die Ionenproduktion ein Maximum hat.

Wir machen die Voraussetzung, dass das Bremsvermögen einer Schicht proportional der Dichte in der Schicht und deren Dicke ist, also D dx. Die Korpuskeln mögen entlang der x- Achse in positiver Richtung ankommen (siehe Zeichnung). Der Kern befinde sich im Koordinatenanfang.



Wir benutzen die Dichteverteilung :

$$D(r) = D(r_o)\left(\frac{r_a}{r}\right)^2 \exp\left\{-\beta_o(r - r_o)\right\}$$

Da es für die Dichte keine Rolle spielt ob die Materie in Form von Molekülen oder deren Dissoziationsprodukten vorliegt, kann man $\beta_o = 0$ setzen und D (r) als Gesamtdichte

interpretieren. $D(r) = D(r_o)\left(\frac{r_o}{r}\right)^2$

Die Ordinate x_o, an der eine Korpuskel auf eine bestimmte Geschwindigkeit abgebremst wurde, ist definiert durch das Integral :

$$n = \int_{-\infty}^{x_o} D(r)\, dx$$

Wir suchen eine Lösung dieser Gleichung für x_o als Funktion von y, z und dem Parameter n.

$$n = D(r_o)\, r_o^2 \int_{-\infty}^{x_o} \frac{1}{\rho^2 + x^2}\, dx$$

$$= D(r_o)\, r_o^2\, \frac{1}{\rho}\left\{ \operatorname{arctg} \frac{x_o}{\rho} + \frac{\pi}{2} \right\}$$

Daraus folgt :

$$x_o = -\rho \operatorname{cotg} \frac{n\,\rho}{D(r_o)\, r_o^2}$$

$$\rho^2 = y^2 + z^2$$

Die Flächen gleicher Geschwindigkeit bilden also eine Schar von Rotationsflächen mit der x-Richtung als Achse. Die Projektion einer Fläche auf die Himmelskugel hat einige leicht messbare Eigenschaften:

Der Scheitel liegt bei $\rho = 0$; $x_o = a = \frac{-D(r_o)\, r_o^2}{n}$

Die Kurve schneidet die ρ - Achse bei $\rho = \pm \frac{\pi}{2} a$ und hat zwei Assymptoten bei $\rho = \pm \pi a$

Der Anstieg der Kurve bei $x_o = 0$ ist unabhängig von dem Parameter n gleich :

$$\frac{d x_o}{d \rho} = \pm \frac{\pi}{2}$$

Qualitativ stimmt diese Kurve mit der Form eines Kometenschweifes überein, leider liegen aber keine Messungen der oben bestimmten Grössen vor.

Eine Bestätigung dieser Theorie gäbe uns einen Schlüssel zu der Bestimmung der Dichte in einem Kometenkopf. Diese lässt sich am Kometen selbst nicht bestimmen, da eine Anzahl von sicher vorhandenen Molekülen kein Spektrum im astronomisch zugänglichen Spektralbereich haben.

Der gleiche Korpuskelstrom trifft auch die Erdatmosphäre und ruft dort die bekannten Nordlichterscheinungen hervor. Unter Kenntnis der Dichteverteilung in der Erdatmosphäre, der Höhe der maximalen Intensität des Nordlichtes und der Geschwindigkeit der Korpuskeln könnte das Bremsvermögen bei geringen Dichten bestimmt werden und daraus die Dichte im Kometenkopf.

Chemische Reaktionen in Kometen.

In einem früheren Abschnitt haben wir gezeigt, dass von den vorgeschlagenen Kometenmodellen nur das Whipple'sche Eis-Konglomerat-Modell mit den Kometenbeobachtungen vereinbar ist. Kurz zusammengefasst lautet die Whipple'sche Hypothese :

Der Kometenkern besteht aus H_2O, NH_3, CH_4, CO_2, C_2N_2, vielleicht auch C_2H_2 und anderen einfachen organischen Molekülen. Seine Temperatur ist so niedrig, dass all diese Moleküle als Kristalle vorliegen. In diese Masse sind Staubteilchen und grössere Körner aus meteoritischem Material eingeschlossen. Bei Erwärmung durch die Sonne verdampfen die Kristalle an der Kernoberfläche. Die Licht- und Korpuskularstrahlung der Sonne baut die Moleküle schrittweise zu zwei- und dreiatomigen Radikalen ab, die beobachtet werden können wenn sie ein Spektrum im astronomisch zugänglichen Spektralbereich besitzen. Gleichzeitig werden Staubteilchen und Körner befreit. Durch Reflexion und Diffusion des Sonnenlichtes

verursachen sie zusammen mit dem beleuchteten Teil des Kernes das kontinuierliche Spektrum eines Kometen. Die Korpuskularstrahlung der Sonne bildet die Molekülionen des Schweifes.

Auf diese Weise kann die Existenz fast aller beobachteten Moleküle erklärt werden. Es treten dabei jedoch einige Schwierigkeiten auf.

Das Ausgangsmolekül für die Bildung von C_3 müsste ein für astronomische Begriffe kompliziertes organisches Molekül sein, und eine grosse Anzahl Dissoziationsprozesse wäre nötig, um das Molekül auf C_3 abzubauen. Wir haben aber früher gezeigt, dass unter diesen Bedingungen eine grosse Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung entsteht. Die Swingsbanden von C_3 sind aber auf einen kleinen Bereich um den Kern beschränkt, (siehe Atlas).

Eine weitere Schwierigkeit ist die Existenz der OH- Banden bei einem Sonnenabstand von 2 A.E. Der Dampfdruck des Wassers bei tiefen Temperaturen ist wesentlich kleiner als der von NH_3 oder CH_4. Wie die Tafeln XXa und XXb des Atlas zeigen sind die OH- Banden für $r > 1{,}5$ A.E. vorhanden,

die NH- Banden dagegen sind nicht vorhanden.

Die CH- Banden haben nur eine kleine Ausdehnung im Kopf eines Kometen, wir brauchen aber drei Dissoziationsprozesse, um das CH-radikal aus CH_4 zu bilden. Wir erwarten also eine grosse Ausdehnung der Emission. Die Bildung von CH aus C_2H_2 ist unwahrscheinlich, da die Dreifachbindung der beiden Kohlenstoffatome stärker ist als die C - H - Bindung.

Es scheint also, dass der rein destruktive Vorgang der Dissoziation nicht ausreicht, die Existenz und die Verteilung aller beobachteten Radikale zu erklären, die Annahme von Polymerisation scheint notwendig zu sein zur Produktion von C_3 . Wir werden also dazu geführt, chemische Reaktionen in einem Kometen anzunehmen. Wegen der früher berechneten Dichteverteilung kann das nur in unmittelbarer Nähe der Kernoberfläche stattfinden.

Wir betrachten die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen im Beisein von NH_3 als eine mögliche Reaktion. In der Tat liefert eine Flamme alle Radikale, die in einem Kometen

beobachtet werden. Polymerisation und Dissoziation sind beide wirksam.
Die Radikale OH, NH, CN, CH, C_3, C_2 können im Spektrum einer Azetylen-Sauerstoff-Flamme (*) nachgewiesen werden. Das Spektrum von NH_2 ist von starken C_2 und CN- Banden überdeckt, kann aber in der Ammoniak-Sauerstoff-Flamme gefunden werden. N_2, CO und CO_2 fallen als Verbrennungsprodukte an, ebenso H_2O .

Wir haben also die überraschende Tatsache, dass alle in einem Kometen gefundenen Moleküle sich in einer Flamme befinden. Im Atlas Tafel XXI ist ein Vergleich eines Kometen- und eines Flammenspektrums gegeben. Das Wassermolekül kann in einem Kometen nicht beobachtet werden, da weder das Molekül selbst noch das entsprechende Ion ein Resonanzsystem im astronomischen Spektralbereich haben.

Die Annahme einer Flamme an der Oberfläche des Kometenkernes hat einige Konsequenzen, die mit der Beobachtung übereinstimmen.

(*) mit Zusatz von Ammoniak

In der Flamme emittiert jedes Molekül nur einige Lichtquanten, das gleiche Molekül kann aber durch Fluoreszenz im Kometenkopf beliebig viele Lichtquanten liefern. Die Helligkeit der Kometenflamme ist also vernachlässigbar gegen die Helligkeit des Kopfes. Deshalb kann auch das kontinuierliche Spektrum, das in der Azetylenflamme mit den Swings-Banden erscheint, im Kometen nicht nachgewiesen werden. Auf keinem der uns verfügbaren Kometenspektren findet man das Kontinuum.

Die Lichtausbrüche einiger Kometen erklären sich durch eine explosive Entwicklung der Kometenflamme und dadurch gesteigerte Molekülproduktion.

Zwei verschiedene Kometen können bei gleichem Sonnenabstand sehr verschiedene Spektren haben. Nach der Flammenhypothese folgt das aus einer verschiedenen chemischen Zusammensetzung der Kometenkerne. Sauerstoffreiche Kometen bilden grosse Mengen CO_2, CO, N_2, OH, H_2O, also hauptsächlich Moleküle, die eine Schweifbildung begünstigen. Ein Extremfall dieser Klasse ist der Komet Morehouse 1908 III (Atlas Tafel VIa, VIb).

Bei einem sauerstoffarmen Kometen bildet die Flamme wenig Oxyde aber viel Russ, der durch Lichtstreuung ein kontinuierliches Spektrum erzeugt. Ein Extremfall dieser Klasse ist der Komet Minkowski 1952 I, der nur ein kontinuierliches Spektrum hat (Atlas Tafel XVIIIb).Er wurde bei dem gleichen Sonnenabstand beobachtet wie der Komet Morehouse.

Es bleiben noch zwei Probleme : Die Versorgung der Kometenflamme mit Brennstoff und die Entzündung der Flamme.

Die erste Frage ist einfach zu beantworten; bei Erwärmung durch die Sonne verdampfen die Kristalle an der Kernoberfläche, Im Prinzip benötigen wir nur einfache organische Moleküle, die eventuell Stickstoff enthalten, und einen Sauerstofflieferanten.

Die Entzündung der Flamme ist schwieriger zu erklären. Broida hat gezeigt, dass ineiner Gasentladung erzeugte Radikale sich auf einer mit flüssigem Helium gekühlten Fläche als Radikale kondensieren und sich beliebig lange in diesem Zustand erhalten lassen,(Broida 1956).

Wird das Kondensat langsam erwärmt, so entwickeln sich explosionsartige chemische Reaktionen begleitet von Lichtemission.

In einem Kometenkern finden wir die gleichen Bedingungen. Bei der Bildung des Kometen haben sich die Radikale des interstellaren Raumes zusammen mit stabilen Molekülen auf dem Kern kondensiert. Durch Verdampfung werden beide befreit, und die Radikale leiten die Verbrennung ein, und die Reaktion verbreitet sich über die ganze Oberfläche des Kernes(L.Haser 1955,1956)

Die Flammenhypothese erklärt durch einen einzigen Mechanismus die Existenz aller in einem Kometen beobachteten Moleküle und das verschiedene Verhalten von Kometen unter den gleichen Bedingungen.

Untersuchungen an der Azetylen-Sauerstoff-Flamme.

Geleitet durch die Flammenhypothese haben wir versucht, nicht identifizierte Kometenemissionen im Laboratorium zu reproduzieren. Wir benutzten dazu einen handelsüblichen Schweissbrenner gespeist mit einem Azetylen-Sauerstoff-Gemisch.

In die Sauerstoffzuführung konnte Ammoniak beigemischt werden. Die Flamme wurde mit Azetylenüberschuss betrieben. Eine Quarzlinse projezierte das Bild des äusseren Kegels der Flamme auf den Spalt eines Quarzspektrographen (Q 24 von Zeiss). Dicht vor dem Spalt drehte sich eine logarithmische Scheibe, um die Beleuchtungsstärke entlang des Spaltes zu variieren. Das Spektrum wurde auf Kollodiumplatten aufgenommen,um den Kontrast zu steigern, und in einem hart arbeitenden Entwickler entwickelt.

Das Spektrum zeigt die bekannten Banden von OH, NH, CN, CH, C_2 und zudem die von N.H. Kiess und A.A. Bass 1954 in der gleichen Flamme gefundenen Swings- Banden des C_3.Das Spektrum ist zudem von einem starken Kontinuum überlagert, das die Messung sehr erschwert. Es erstreckt sich von 3300 Å bis 5000 Å . Durch die Steigerung des Kontrastes der Aufnahmen konnten im Bereich des Kontinuums drei neue Bandengruppen nachgewiesen werden. Eine dieser Gruppen war von Kiess (private Mitteilung)

als eine verwischte Struktur im Kontinuum festgestellt werden, eine Wellenlängenmessung war nicht möglich.

Durch die genannte kontraststeigernde Vorrichtung konnten die drei Bandengruppen einer Messung zugänglich gemacht werden. In der folgenden Tabelle sind diese Messungen mit denen von Kometenspektren und Kohlenstoffsternen (*) verglichen. Letztere zeigen die gleichen Molekülspektren wie die Kometen aber in Absorption.

Flamme		Kometen		N- Sterne
λ (Å)	Bemerkungen	1941 I	1937 I	
3697	diffus, 20 Å breit	3696,8		3700
3708	scharf		3709,7	3710
3718 bis 3729	breit, vermutlich doppelt	3717,9	3724,0	
3741	diffus		3739,2	3736 & 3748
3758 bis 3770	Maximum bei 3763		3762,1	
3781	Kopf nach rot abschattiert Grenze 3794	3780,4 3784,5	3785,3	3790
3806		3804,0		3806,7
3813		3808,9	3810,3	
3826	nach rot abschattiert Grenze 3839	3829,4	3830,1	3825

(*) Spektralklasse N

Zweite Gruppe.

Flamme λ		N- Sterne
3430	breit diffus	3418
3450	scharf	
3461	scharf	
3469 bis 3476	nach rot abschattiert ?	
3487 bis 3495	breit diffus	3480
3510 bis 3515		
3527	diffus	

Dritte Gruppe.

Flamme λ	Kometen
4412	4412
4434	von 4432 bis 4439
4458	von 4452 bis 4468
4491	4493
4510	4511

Die Messgenauigkeit für die erste Gruppe ist ± 1 Å ; für die Gruppen zwei und drei ist sie ± 2 Å , letztere sind sehr schwach und schwierig zu messen.

Der Wellenlängenvergleich zeigt, dass die Banden der ersten Gruppe mit den entsprechenden Emissionen eines Kometen identifiziert werden können. Das für diese Banden verantwortliche Molekül ist nicht bekannt, das gleiche gilt für das Kontinuum. Die Anregungsbedingungen in der Flamme und die kleine Ausdehnung der Emissionen im Kometen lassen ein Molekül mit mehreren Kohlenstoffatomen vermuten; C_3 ist eine Möglichkeit, da die Kometen, in denen die erste Gruppe beobachtet wird, sehr starke C_3- Banden haben.

Herrn Professor P. Swings bin ich sehr zu Dank verpflichtet für die zahlreichen Diskussionen und Anregungen zu dieser Arbeit.

Hernn Professor J. Genard danke ich für die Überlassung des spektroskopischen Labors der Universität des Saarlandes und für seine Unterstützung.

Bibliographie.

F. Baldet, G. de Obaldia; Catalogue Générale des Orbites de Comètes de l'an - 466 à 1952; CNRS 1952.

J. Bauschinger; Bahnbestimmung der Himmelskörper; 1928.

L. Biermann; Coll.Intern.Astroph.Liège; 1952.

H.P. Broida; Coll.Intern.Astroph.Liège; 1956.
Siehe auch: C.M.Herzfeld, H.P.Broida; Phys.Rev. 101, 606, 1956.

L. Haser; C.R.Acad.Sci.Paris; 241, 742, 1955.
Bull.Acad.Roy.Belg. S.813, 1956.

J. Hunaerts; Coll.Intern.Astroph.Liège; 1952.
Ann.Obs.Roy.Belg. 3.Serie Band V; 1950.
Ann.Obs.Roy.Belg. 3.Serie Band VI; 1954.
Coll.Intern.Astroph.Liège; 1956.

E. Jahnke, F. Emde; Funktionentafeln.

N.H. Kiess, A. Bass; Journ.Chem.Phys. 22, 569, 1954.

R.A. Lyttleton; The Comets and their Origin; Cambridge University Press; 1953.

A. McKellar; Rev.Mod.Phys. 14, 179, 1942.
Ap.J. 98, 1, 1943.

A. McKellar, J.L. Climenhaga; Coll.Intern.Astroph. Liège; 1952.

Freeman D. Miller; Private Mitteilung; siehe auch: K.M.Yoss; Coll.Intern.Astroph.Liège; 1952.

R. Müller; Z.f. Angew.Math.u.Mech. 19, 36, 1939.

N. Richter; Statistik und Physik der Kometen; 1954.

M. Schmidt, H. van Woerden; Kongress der Internationalen Astronomischen Gesellschaft,Dublin 1955.
Coll.Intern.Astroph.Liège; 1956.

O. Struve; Scy and Telescope 15, 489, 1956,

P. Swings; Lick Obs.Bull. 19, 131, 1941.

P. Swings, L. Haser; Atlas of Representative Cometary Spektra; 1956.

G.N. Watson; Theory of Bessel Funktions.

F.L. Whipple; Ap.J. 111, 375, 1950.

Ap.J. 113, 464, 1951.